

液体火箭发动机非稳态燃烧过程对其稳定性的影响

汪广旭¹, 谭永华², 陈建华¹, 陈宏玉¹

- (1. 中国航天科技集团有限公司 航天推进技术研究院 西安航天动力研究所
液体火箭发动机技术重点实验室, 西安 710100;
2. 中国航天科技集团有限公司 航天推进技术研究院, 西安 710100)

摘 要: 基于模型分析了由非稳态燃烧过程引起的不稳定热释放这一激励源项对稳定性的影响,探讨了相应的激励机理。采用小扰动分析方法,将一维层流预混火焰燃烧模型方程分解为稳态和非稳态两类控制方程,建立了线性增长率中燃烧释热项的计算方法,获得了温度及释热量的空间分布,探讨了初始温度及比热比变化对其影响规律。结果表明:采用高能推进剂的燃烧系统具有相对较低的稳定性,而对于同一种推进剂,比热比的增加会导致稳定性对频率的敏感程度增加,且具有明显的频率选择性。

关 键 词: 燃烧不稳定; 能量平衡方法; 非稳态燃烧; 激励机理; 热释放项

中图分类号: V231.2

文献标志码: A

Effects of unsteady combustion process on combustion instability of liquid rocket engine

WANG Guangxu¹, TAN Yonghua², CHEN Jianhua¹, CHEN Hongyu¹

- (1. Science and Technology on Liquid Rocket Engine Laboratory,
Xi'an Aerospace Propulsion Institute, Academy of Aerospace Propulsion Technology,
China Aerospace Science and Technology Corporation, Xi'an 710100, China;
2. Academy of Aerospace Propulsion Technology,
China Aerospace Science and Technology Corporation, Xi'an 710100, China)

Abstract: Based on theoretical model, the effect of unstable combustion heat release induced by unsteady combustion process, the most important source term of exciting on combustion stability and its triggering mechanism were analyzed and discussed. Then one dimensional premixed laminar flame model was separated into stable and unstable forms by the small perturbation analysis way, and the calculating method for heat release term in linear growth rate was built. With the distributions of temperature and heat release in space, the effects of varying initial temperature and specific heat ratio on this term were investigated. It is indicated that the combustion system using energetic propellants with low initial temperature always behaves more stably. For the same kind of propellant, increasing the specific ratio will make stability more sensitive to frequency, which will be more clearly for some frequency range.

收稿日期: 2018-06-05

作者简介: 汪广旭(1987—),男,工程师,硕士,主要从事液体火箭发动机声学、燃烧不稳定性研究。

引用格式: 汪广旭,谭永华,陈建华,等.液体火箭发动机非稳态燃烧过程对其稳定性的影响[J].航空动力学报,2019,34(4):929-936. WANG Guangxu, TAN Yonghua, CHEN Jianhua, et al. Effects of unsteady combustion process on combustion instability of liquid rocket engine[J]. Journal of Aerospace Power, 2019, 34(4): 929-936.

Key words: combustion instability; energy balance method; unsteady combustion; exciting mechanism; heat release term

燃烧不稳定问题是液体火箭发动机研制过程中的关键,涉及流体力学、两相流、化学动力学及声学等多个领域,目前还没有一种统一的模型能够对其进行完整描述^[1]。理论研究方面,在过去几十年的时间里,国内外许多学者一直致力于建立合理简化的模型^[2-4],试图抓住燃烧不稳定过程的主要特征进行分析研究,主要分为两部分:燃烧室声学过程研究和燃烧不稳定激励机理研究。在早期的研究中,前者大多采用线性小扰动方法来处理,后者则使用唯相的双参数 n - τ 模型^[5]来描述。这些分析方法能够给出系统的稳定性曲线,也可以采用试车数据来校核相关的模型参数,曾在解决 F1 发动机稳定性方面起到了重要的作用。美国航空航天局(NASA)在此基础上开发的 ROCCID 预测程序已被用在实际的发动机稳定性测试分析上^[6-7]。然而,线性模型在揭示燃烧不稳定的产生机理方面还远远不够,无法解释燃烧不稳定所表现出来的一些基本特征,而后者往往蕴含着一些更为重要的信息^[8-10]。

能量平衡方法源于著名的 Kirchoff 声能量平衡方程^[11],该方程给出了振荡系统自身能量变化率与做功量及能量源项的基本关系。在此基础上,Hart 和 Morfey 等人^[12-13]从基本的守恒(质量、动量及能量)方程出发,给出了考虑非均匀流效应的能量平衡方程,而 Myers^[14]采用迦辽金谱分解法推导了非均匀流中描述声学能量的解。随后,Flandro 等人^[15]采用现代声学的方法进一步完善了该方法,推导了能量平衡方程中各项的具体形式,并通过变量的高阶展开,引入了描述模态间耦合的非线性项。能量平衡方法能够描述不稳定燃烧过程中的相关非线性特征,包括各阶模态间的能量传递现象、压力的“陡峭化”过程、“极限环”状态及平均压力的跃升(DC Shift)。然而,与 Culick 和 Vigor Yang 等人的非线性场振子方法不同,能量平衡方法在引入熵方程代替基本的能量方程后,可以完整地描述扰动的三种传播方式:压力波、涡波和熵波,从而能够更深入地分析燃烧室波动过程与其复杂物理化学过程之间的能量转换关系。此外,能量平衡方法的控制方程源于实际的非定常流动控制方程,方程中的各项都经过严格的推导,具有相应的实际物理意义,已不再是抽象的理论简化。

在能量平衡方程中,线性增长率 α 描述了扰动由小振幅状态向“极限环”幅值变化的初始线性增长率,包含了影响燃烧稳定性的主要因素,例如喷管耗散、喷注耦合、两相流、燃烧热释放、热传导及非定常熵增等,是评价系统稳定性的重要参数之一。Flandro 等人^[15]给出了线性增长率 α 各项的具体表达式,其中燃烧释热项 α_{hr} 是主要的驱动项。为了确定该项,需要给出稳态及非稳态的温度和放热量在空间的分布。出于简化的目的,本文采用一维层流预混火焰燃烧模型进行分析,在获得所需稳态及非稳态量后计算释热项 α_{hr} ,并对相应的稳定性影响因素进行分析研究。

1 能量平衡方法

根据 Kirchoff 理论,对于任何声学振荡系统,其振荡能量的变化量与作用在系统上的功等于源项,其方程的具体表达式如下:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot W = D \tag{1}$$

式中 t 为时间, E 为系统能量, W 和 D 分别为做功项和源项。为了获得方程两边各项的具体展开形式,考虑以下三个守恒方程:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot m = 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \Omega u + \nabla H - T \nabla S = \psi \\ \frac{\partial (\rho S)}{\partial t} + \nabla \cdot (mS) = Q \end{cases} \tag{2}$$

式中 ρ 为密度, u 为速度, H 为总焓, m 为质量流量, Ω 为涡量, ψ 为单位体积内的体积应力,考虑了黏性剪切效应、膨胀效应和体积力等, Q 为释热量, S 为熵。对应的能量方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H - p) + \nabla \cdot (mH) - m\psi - TQ = 0 \tag{3}$$

式中 p 为压力。采用变量展开的方法,将以上方程中的变量写成平均量与扰动量的和,并对后者进行高阶展开,即

$$q(\mathbf{r}, t) = q_0(\mathbf{r}) + \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n q_n(\mathbf{r}, t) \tag{4}$$

式中 ϵ 为高阶小量, $\mathbf{r}$ 为空间向量,下标 n 代表 n 阶扰动量,下标“0”代表平均量。将方程(4)代入方程(3),考虑方程(2)的关系,可以得到二阶能量

方程的 Kirchoff 形式,即

$$\frac{\partial E_2}{\partial t} + \nabla \cdot W_2 = D_2 \tag{5}$$

$$E_2 = \frac{p_1^2}{2\rho_0 a_0^2} + \frac{\rho_0(u_1 u_1)}{2} + \rho_1(u_0 u_1) + \frac{\rho_0 T_0}{2c_p} S_1^2 \tag{6}$$

$$W_2 = a_0^2 \rho_1 u_1 + \frac{a_0^2}{\rho_0} \rho_1^2 u_0 + (\rho_0 u_1 + \rho_1 u_0) \cdot (u_0 u_1) + (\gamma - 1) T_0 (\rho_0 u_1 S_1 + \rho_1 u_0 S_1) + \rho_0 u_0 (T_1 S_1) \tag{7}$$

$$D_2 = -\rho_0 u_0 (u_1 \Omega_1) - \rho_1 u_1 (u_0 \Omega_0) + \rho_0 S_1 u_0 \nabla T_1 + T_1 \left(\frac{H_1}{T_0} - \frac{T_1}{T_0^2} H_0 \right) - (\rho_0 u_1 \nabla T_0 + \rho_1 u_0 \nabla T_0) S_1 \tag{8}$$

式中 γ 为比热比。对式(5)~式(8)进行空间积分和时间平均有

$$\iiint_V \frac{\partial E_2}{\partial t} dV = - \iint_S (\nabla \cdot W_2) ds + \iiint_V D_2 dV \tag{9}$$

为了对以上方程进行求解,采用 Galerkin 谱分解思想,压力、速度及角频率的一阶扰动量可以写成以下形式:

$$\begin{cases} p_1(\mathbf{r},t) = p_0(t) \sum_{m=1}^{\infty} \eta_m(t) \phi_m(\mathbf{r}) \\ \hat{u}_1(\mathbf{r},t) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\dot{\eta}_m(t)}{\gamma k_m^2} \nabla \phi_m(\mathbf{r}) \\ \tilde{u}_1(\mathbf{r},t) = \sum_{m=1}^{\infty} \dot{\eta}_m(t) \nabla \times s_m(\mathbf{r}) \\ \Omega_1(\mathbf{r},t) = \sum_{m=1}^{\infty} \dot{\eta}_m(t) \nabla \times \nabla \times s_m(\mathbf{r}) \end{cases} \tag{10}$$

式中 ϕ_m 为空间振型函数, s 为势函数,时间幅值函数 $h(t)$ 为

$$\eta_m(t) = R_m(t) \sin(\omega_m t + \Phi_m(t)) \tag{11}$$

代入方程(9)可得

$$\frac{dR_m}{dt} = R_m \frac{\int_V (D'_2 - \nabla \cdot W'_2)_m dV}{E_m^2} = R_m \alpha_m \tag{12}$$

式中

$$E_m^2 = \iiint_V \phi_m^2 dV \tag{13}$$

α_m 称为 2 阶线性增长率, W' 和 D' 分别为采用无量纲压力扰动幅值 R_m 归一化后的做功项和源项。特殊地,假设 α_m 为一定值,一阶模态的初始振幅 R_1 为有限值,其他各阶模态初始振幅均为零,则方程(12)给出的结果是一阶模态振幅会如

图 1 中红色虚线所示的那样,随时间增长到无穷大,而其他各阶模态振幅仍然保持为零的状态。显然,这样的解没有实际物理意义。实际的不稳定现象在达到“极限环”状态时,各阶模态振幅往往都是有限值。从能量守恒的角度出发, α_m 还需要考虑更复杂的情况,尤其需要引入各阶模态之间的相互作用关系。

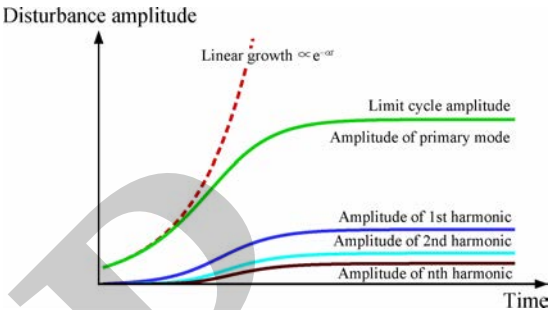


图 1 非线性条件下的各阶模态振幅
Fig. 1 Oscillation amplitudes of each mode under nonlinear conditions

另一方面,由方程(12)获得的 α_m 的二阶子项有很多,这些项分别反映了燃烧室内的热释放、热传导、喷管阻尼等实际物理效应。其中,由于不稳定热释放所引起的线性增长率为

$$\alpha_{hr} = \frac{1}{2\gamma P_0 E_m^2} \iiint_V \left(\frac{H_1 T_1}{T_0} - \frac{H_0 T_1^2}{T_0^2} \right) dV \tag{14}$$

可以看出, α_{hr} 的确定需要给出热释放及温度的扰动量。

类似地,方程(1)各项可以保留至三阶,其中包含有类似 $R_i \cdot R_j (i \neq j)$ 的子项。这样,方程(9)最终得到一组常微分方程,可以用来描述燃烧室压力振荡的某些非线性特征。如图 1 所示^[16],非线性情况下,各阶模态振幅在经历了一段时间增长后达到了“极限环”状态。根据方程(9)和方程(10),各阶模态振幅的时间曲线确定后,通过线性叠加可以得到最终压力振荡曲线,如图 2 所示。

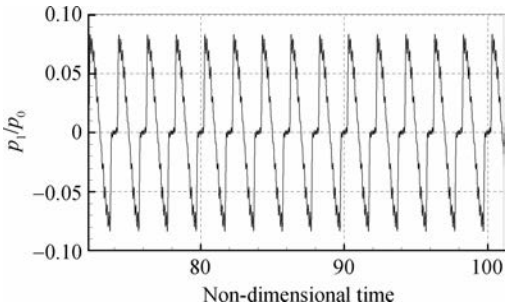


图 2 非线性压力振荡
Fig. 2 Nonlinear pressure oscillation

可以看到,达到“极限环”状态后,不稳定压力振荡的非线性特征明显,也更接近实际的发动机试车结果。

事实上,从整个系统的角度看,线性增长率 α_m 是一个综合的稳定性评价参数,它的正负决定某个模态幅值增长趋势的强弱。Flandro 等人^[17]认为 α_m 应只保留具有明确实际物理意义的项,这些项大体上分为两类:驱动类和耗散类,例如,燃烧热释放过程被认为是一种典型的驱动项,而喷管的耗散以及热传导则可被认为是耗散项。显然,对不稳定热释放所代表的线性增长率项 α_{hr} 及其影响因素进行讨论很有必要。

2 燃烧模型

正如引言中提到的,燃烧不稳定是一个典型的多物理场耦合问题,建立完全通用的理论模型是非常困难的,上述能量平衡方法中的 α_m 充分体现了这一问题的复杂性。虽然可以通过数值仿真方法求解非定常燃烧流场,并通过积分的形式获得 α_m 中的相关子项,但仿真本身也会引入一些无法预料的误差。因此,对于讨论一些基础的、定性的问题往往采用简化燃烧模型。本文采用一维层流预混火焰模型作为基本方程推导最终的 α_m ,并在此基础上讨论非稳态燃烧过程对燃烧稳定性的影响规律。

2.1 控制方程

采用 Tien、Stephen、杨甫江、谢法等人^[18-21]的方法,一维层流预混火焰燃烧模型的无量纲化形式为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0 \tag{15}$$

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} + \rho u \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} = \omega q \tag{16}$$

$$\rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} + \rho u \frac{\partial Y_i}{\partial x} - \frac{\partial^2 Y_i}{\partial x^2} = v_i \omega \tag{17}$$

$$p = \rho T \tag{18}$$

式中 Y 为组分, v 为化学计量数, ω 为反应速率, q 为燃烧释热量。组分方程可以展开成燃料、氧化剂和燃烧产物三种。

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial Y_o}{\partial t} + \rho u \frac{\partial Y_o}{\partial x} - \frac{\partial^2 Y_o}{\partial x^2} = v_o \omega \\ \rho \frac{\partial Y_f}{\partial t} + \rho u \frac{\partial Y_f}{\partial x} - \frac{\partial^2 Y_f}{\partial x^2} = v_f \omega \\ \rho \frac{\partial Y_p}{\partial t} + \rho u \frac{\partial Y_p}{\partial x} - \frac{\partial^2 Y_p}{\partial x^2} = v_p \omega \end{cases} \tag{19}$$

式中下标 o、f、p 分别代表氧化剂、燃料和燃烧产物。为求解上述方程,将各变量展开成平均量与一阶脉动量加和的形式

$$\begin{cases} p(t) = \bar{p}(x) + \epsilon e^{i\omega t} \\ T(x,t) = \bar{T}(x) + \epsilon \tau(x) e^{i\omega t} \\ u(x,t) = \bar{u}(x) + \epsilon v(x) e^{i\omega t} \\ Y_i(x,t) = \bar{Y}_i(x) + \epsilon Y_i(x) e^{i\omega t} \end{cases} \tag{20}$$

由于压力波波长通常大于火焰厚度,此处忽略了压力的空间分布。其中,无量纲频率为

$$\omega = \omega^* \frac{\bar{\lambda}_\infty}{\bar{\rho}_\infty c_p \bar{u}_\infty^2} \tag{21}$$

式中 c_p 为比定压热容, λ 为导热率。

将式(20)带入到方程(15)~方程(19)中,可以写成由平均量组成的稳态方程和由脉动量组成的非稳态方程。

2.2 稳态解

稳态控制方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} - \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} = \bar{\omega} q \\ \frac{\partial \bar{Y}_i}{\partial x} - \frac{\partial^2 \bar{Y}_i}{\partial x^2} = \bar{\omega} \end{cases} \tag{22}$$

可以看出,稳态的温度控制方程与组分控制方程类似,它们的解具有相同的形式。为了得到组分与温度的关系式,假设燃气比热为常数,且没有能量损失。考虑以下能量方程,即

$$c_p (T_\infty - T) = q_c Y_f \tag{23}$$

式中 q_c 为单位质量燃烧热,无量纲化后得到温度与组分的平均量满足以下关系:

$$\bar{Y}_f = \frac{1 - \bar{T}}{q} \tag{24}$$

而对应的无量纲化学反应速率为

$$\omega = B_j T^a \left(\frac{p}{T} \right)^n Y_f^2 e^{-\frac{E}{RT}} \tag{25}$$

式中 E 为活化能。式(25)带入方程(22)并忽略火焰面厚度,得到稳态控制方程

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} = \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} - b \left(\frac{1 - \bar{T}}{\bar{T}} \right)^2 e^{-\frac{E}{\bar{T}}} \tag{26}$$

式中

$$b = \frac{B_j}{q}$$

其一阶形式为

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} = F \\ \frac{\partial F}{\partial x} = F - \left(\frac{B_j}{q} \right) \left(\frac{1 - \bar{T}}{\bar{T}} \right)^2 e^{-\frac{E}{\bar{T}}} \end{cases} \tag{27}$$

边界条件为

$$T = \begin{cases} T_{\text{pm},i} & x = 0 \\ T_{\text{pm},f} & x = \infty \end{cases} \quad (28)$$
$$\frac{\partial T}{\partial x} = \begin{cases} 0 & x = 0 \\ 0 & x = \infty \end{cases}$$

特征值 B 可以采用试位法获得,之后,采用四阶 Runge-Kutta 求解上述一阶常微分方程的初值问题,即可得到稳态温度 T_0 及热释放 H_0 的空间分布。

2.3 非稳态解

类似地,将式(20)带入到控制方程(15)~(19)中,在保留了扰动项后的非稳态控制方程具有以下形式:

$$\frac{dv}{dx} - \frac{d\tau}{dx} + \frac{1}{T} \cdot \frac{d\bar{T}}{dx} \tau - \frac{1}{T} \cdot \frac{d\bar{T}}{dx} v +$$
$$i\omega - i\omega \frac{\tau}{T} = 0 \quad (29)$$

$$\frac{d^2\tau}{dx^2} - \left(\bar{q}\bar{w}n + \frac{d\bar{T}}{dx}\right) + \frac{\gamma-1}{\gamma}i\omega - \frac{d\tau}{dx} +$$
$$nq \frac{\bar{w}}{\bar{Y}_f} Y - \frac{1}{T} \cdot \frac{d\bar{T}}{dx} v - \frac{1}{T} i\omega \tau +$$
$$\left[\frac{1}{T} \cdot \frac{d\bar{T}}{dx} + \frac{\bar{q}\bar{w}}{T} \left(\delta - n + \frac{E}{T}\right)\right] \tau = 0 \quad (30)$$

$$\frac{1}{T} i\omega Y + \frac{d\bar{Y}_f}{dx} \left(1 + \frac{\tau}{T} + \frac{v}{T}\right) + \frac{dY}{dx} - \frac{d^2Y}{dx^2} -$$
$$\bar{w} \left[(\delta - n) \frac{\tau}{T} + \frac{E}{T^2} \tau + n + n \frac{Y}{\bar{Y}_f}\right] = 0 \quad (31)$$

将上述方程中的三个变量展开成实部和虚部的形式,有

$$\begin{cases} \tau = \tau^{(r)} + i\tau^{(i)} \\ v = v^{(r)} + iv^{(i)} \\ Y = Y^{(r)} + iY^{(i)} \end{cases} \quad (32)$$

将上述方程分解为实部和虚部,并定义

$$\begin{cases} \frac{d\tau^{(r)}}{dx} = G^{(r)} \\ \frac{d\tau^{(i)}}{dx} = G^{(i)} \\ \frac{dY^{(r)}}{dx} = H^{(r)} \\ \frac{dY^{(i)}}{dx} = H^{(i)} \end{cases} \quad (33)$$

考虑方程(27)、方程(29)~方程(31)的实部和虚部以及方程(33)可以组成一个由 12 个方程组成的一阶常微分方程组,其变量包括 T 、 F 、 $G^{(r)}$ 、 $G^{(i)}$ 、 $t^{(r)}$ 、 $t^{(i)}$ 、 $H^{(r)}$ 、 $H^{(i)}$ 、 $Y^{(r)}$ 、 $Y^{(i)}$ 、 $v^{(r)}$ 、 $v^{(i)}$ 。稳态方程求解所需的边界条件由式(28)给出。非稳态方程的边界条件为

$$x = 0 \begin{cases} \tau^{(r)} = 0, & v^{(r)} = 0, & Y^{(r)} = 0 \\ \tau^{(i)} = 0, & v^{(i)} = 0, & Y^{(i)} = 0 \\ \frac{d\tau^{(r)}}{dx} = r_1, & \frac{dY^{(r)}}{dx} = r_3 \\ \frac{d\tau^{(i)}}{dx} = r_2, & \frac{dY^{(i)}}{dx} = r_4 \end{cases} \quad (34)$$

$$x = \infty \begin{cases} \frac{d\tau^{(r)}}{dx} = 0, & \frac{dY^{(r)}}{dx} = 0 \\ \frac{d\tau^{(i)}}{dx} = 0, & \frac{dY^{(i)}}{dx} = 0 \end{cases} \quad (35)$$

即认为燃料在给定了平均温度 $\bar{T}$ 以及温度梯度 F 后,以上边界值 r_1, r_2, r_3, r_4 的求解可以采用多变量的割线打靶法,之后可以采用四阶龙格-库塔方法对上述常微分方程组进行求解,具体流程参见图 3。其中,雅克比矩阵 J 为

$$J = z'_{ij} \quad z'_{ij} = \frac{\partial z_i}{\partial x_j}$$
$$i, j = 1, 2, 3, 4 \quad (36)$$

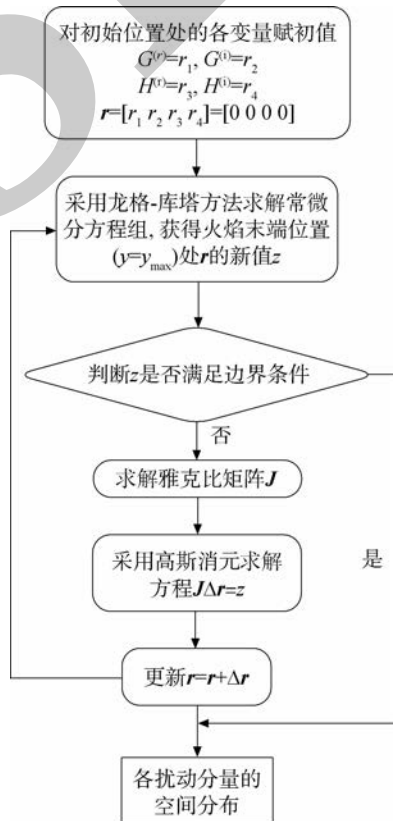


图 3 非稳态方程的求解流程

Fig. 3 Flow chart for solving unsteady equations

2.4 不稳定热释放

通过以上稳态和非稳态计算,即可获得方程(14)计算线性增长率的热释放项 α_{hr} 所需的温度平均值和扰动值,接下来需要计算热释放的稳态

量及非稳态量 H_0 及 H_1 。热释放量可以写成燃烧放热量与化学反应速率的乘积,即

$$H = q\omega = B_j T^\delta \left(\frac{p}{T}\right)^n Y_i^2 e^{-\frac{e}{RT}} \tag{37}$$

按照式(20)将各变量展开成稳态量和非稳态量的形式,并分解成实数和复数部分,有

$$\begin{cases} H_0 = q\bar{\omega} \\ H_1 = H_0 \left[(\delta - n) \frac{\tau}{T} + \frac{E}{T^2} \tau + n \frac{Y}{Y_i} + n \right] e^{i\omega t} \end{cases} \tag{38}$$

式中 H_1 的实部代表了热释放量的幅值,虚部代表了相位。取 $n=2, \delta=0$,则考虑了相位变化后的燃烧释热量可以写成以下形式:

$$H_t = H_0 + \epsilon H_1 e^{i\omega t} \tag{39}$$

实际热释放的非稳态量可以写成

$$H_{t1} = H_1 e^{i\omega t} = H_1 (\cos \omega t + i \sin \omega t) \tag{40}$$

类似地,实际温度的非稳态量也可以通过以上方式给出。最后根据方程(14)给出的关系式进行积分,并考虑时间的函数的正交性,便可以获得线性增长率的热释放项 α_{hr} 。

3 结果分析

各变量的非稳态计算结果见图 4(其中频率 $\omega=1.0$,比热比 $\gamma=1.2$,活化能 $e=10$,初始温度 $T_i=0.35$),可以看出组分 Y 的实部和虚部在火焰面末端趋于零,此时燃料基本耗尽,符合预期。此外,各扰动量在相对火焰长度 60% 的位置处出现了峰值,说明此处化学反应速率较快。

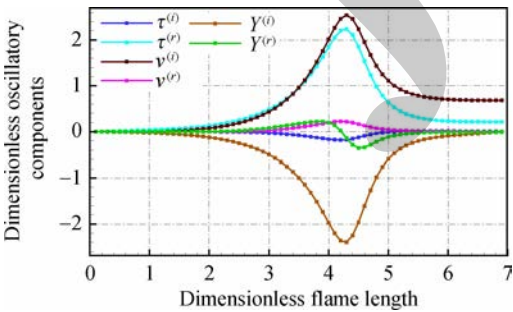


图 4 各变量扰动部分结果

Fig. 4 Results of oscillatory components

由于推进剂的无量纲初始温度与其热释放效率有关,对于无量纲初始温度较低的推进剂,达到最终状态所需的能量较高,可以看成是高能推进剂,反之则是低能推进剂。推进剂无量纲初始温度对其无量纲平均温度和热释放的影响规律见图 5 和图 6。可以看出,由于高能推进剂的热释放量

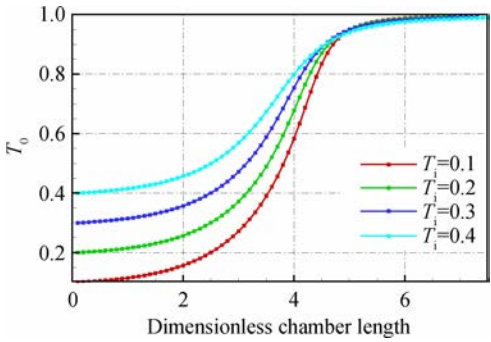


图 5 不同初始条件下温度 T_0 的分布

Fig. 5 Distribution of temperature T_0 with different initial conditions

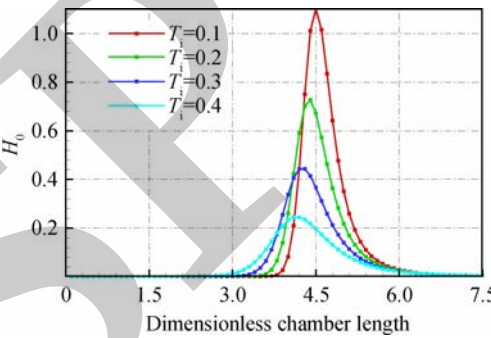


图 6 不同初始条件下热释放项 H_0 的分布

Fig. 6 Distribution of heat release H_0 with different initial conditions

明显高于低能推进剂,在达到最终状态前,高能推进剂的温度梯度要明显高于低能推进剂。

相应地,从图 7 可以看出,高能推进剂得到的非稳态热释放量同样高于低能推进剂。而从图 7 给出的线性增长率燃烧释热项 α_{hr} 随频率的分布规律则可以看出,初始温度对稳定性影响很大,对于初始温度较低的高能推进剂,其线性增长率的热释放热项要高于低能推进剂。根据上文的分析可知,如果不考虑其他因素,高能推进剂的稳定性要差。此外,从图 8 可以看出,在不同的频率范围, α_{hr} 表现出了不同的变化趋势,在相对低频范围内, α_{hr} 较高,稳定性较差,这与实际的不稳定容易在低阶模态上的事实是一致的。

从计算模型的角度分析,除了初始温度 T_i 以外,另一个可以讨论的是燃气比热比 γ 对稳定性的影响。图 9 给出了不同燃气比热比下的燃烧释热项 α_{hr} 随频率的变化趋势。从图中可以看出,对于燃气比热比较高的工况,其燃烧释热项 α_{hr} 的变化更为明显,峰值更高,稳定性对频率的变换更为敏感。另一方面,与图 8 类似,在无量纲频率 $\omega=$

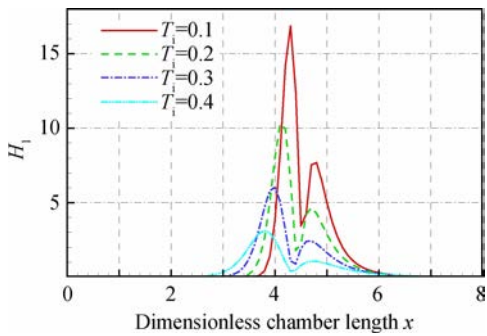


图 7 不同初始条件下热释放项 H_1 的分布
Fig. 7 Distribution of unsteady heat release H_1 with different initial conditions

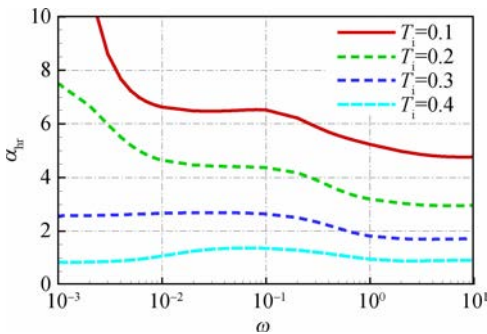


图 8 不同初始条件下增长率 α_{hr} 的分布
Fig. 8 Distribution of growth rate α_{hr} with different initial conditions

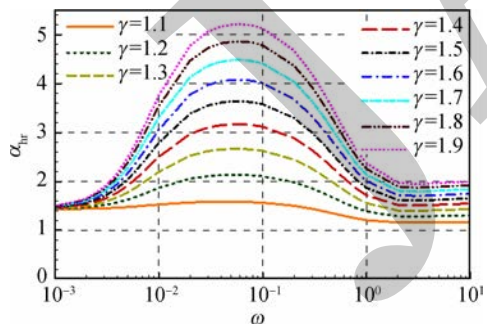


图 9 增长率 α_{hr} 随 γ 的变化
Fig. 9 Dimensionless growth rate α_{hr} for varying γ

0.01 附近, α_{hr} 对频率的敏感性更高。

4 结 论

本文在能量平衡方法的基础上,利用一维层流预混火焰燃烧模型,计算了线性增长率的燃烧释热项 α_{hr} ,探讨了非稳态燃烧过程对稳定性的影响因素。研究表明:

1) 在本文所给一维层流预混火焰假设及相应的边界条件下,燃烧速率的峰值出现在相对火

焰长度 60% 的位置处,该位置处的燃烧状态会影响最终的燃烧稳定性。

2) 无量纲初始温度代表了推进剂的性能,采用高能推进剂的燃烧系统具有相对较低的稳定性,在相同的初始温度下,稳定性随频率的敏感程度随着比热比的增加而提高,且具有明显的频率选择性。

本文研究成果对于实际工程中定性的分析燃烧稳不定性具有一定的帮助,为后期结合三维非定常燃烧流场进一步分析复杂条件下 α_{hr} 的其他影响因素打下了基础。

参考文献:

[1] HARRJE D T,REARDON F H. Liquid propellant rocket combustion instability[R]. NASA-SP-194,1978.

[2] 李磊,孙晓峰. 一种基于谱方法的三维热声不稳定模型[J]. 航空动力学报,2011,26(5):1017-1024.
LI Lei,SUN Xiaofeng. Three dimensional thermo-acoustic instability model based on spectral method[J]. Journal of Aerospace Power,2011,26(5):1017-1024. (in Chinese)

[3] 付宇,郭志辉,杨甫江,等. 基于经验模态分解的燃烧不稳定性分析[J]. 航空动力学报,2016,31(3):623-630.
FU Yu, GUO Zhihui, YANG Fujiang, et al. Analysis on combustion instability based on empirical mode decomposition[J]. Journal of Aerospace Power, 2016, 31(3): 623-630. (in Chinese)

[4] 张澄宇,李磊,孙晓峰. 加力燃烧室热声振荡纵向传播特性及控制[J]. 航空动力学报,2010,25(2):278-283.
ZHANG Chengyu, LI Lei, SUN Xiaofeng. Thermoacoustic oscillating calculation of longitudinal equivalence frequency and stability in aero engine afterburner[J]. Journal of Aerospace Power,2010,25(2):278-283. (in Chinese)

[5] CROCCO L,CHENG S I. Theory of combustion instability in liquid propellant rocket motors[M]. London: Butterworths Ltd,1956.

[6] MUSS J A,NGUYEN T V,JOHNSON C W. User's manual for rocket combustor interactive design (ROCCID) and analysis computer program: Volume I user manual[R]. NASA-CR-187109,1990.

[7] MUSS J A,NGUYEN T V,JOHNSON C W. User's manual for rocket combustor interactive design (ROCCID) and analysis computer program: Volume II appendixes A-K [R]. NASA-CR-187110,1990.

[8] CULICK F E C. Nonlinear behavior of acoustic waves in combustion chambers[R]. NASA-CR-149367,1983.

[9] CULICK F E C. Nonlinear growth and limiting amplitude of acoustic oscillations in combustion chambers[J]. Journal of Combustion Science and Technology,1971,3(1):1-16.

[10] LIEUWEN T. Online combustor stability margin assessment using dynamic pressure data[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power,2005,127(4):478-482.

[11] KIRCHHOFF G. Vorlesungen uber mathematische physik; mechanik[M]. Leibzig, Germany; [s. n.], 1883.

[12] HART R W, MCCLURE F T. Theory of acoustic instability in solid propellant rocket combustion[J]. Symposium (Internation) on Combustion, 1965, 10(1): 1047-1065.

[13] MORFEY C L. Acoustic energy in non-uniform flows[J]. Journal of Sound and Vibrations, 1971, 14(4): 159-169.

[14] MYERS M K. Transport of energy by disturbances in arbitrary steady flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1991, 226(3): 383-400.

[15] FLANDRO G A, JACOB E J. Finite amplitude waves in liquid rocket combustion chambers[R]. AIAA-2008-1003, 2008.

[16] 汪广旭, 付秀文, 石晓波, 等. 燃烧室非线性压力振荡及其产生机理研究[J]. 火箭推进, 2016, 429(2): 29-34.
WANG Guangxu, FU Xiuwen, SHI Xiaobo, et al. Study on nonlinear pressure oscillation and its mechanism in combustion chamber[J]. Journal of Rocket Propulsion, 2016, 429(2): 29-34. (in Chinese)

[17] FLANDRO G A, FISCHBACH S R. Effects of wave incidence on combustion instability driving mechanisms[R]. AIAA-2007-5807, 2007.

[18] TIEN J S. Oscillatory burning of solid propellant including gas phase time lag combustion[J]. Journal of Science and Technology, 1972, 20(5): 47-54.

[19] STEPHEN R T. An introduction to combustion concepts and applications[M]. 2nd ed. Boston: McGraw-Hill Education, 2015.

[20] 杨甫江, 郭志辉, 曾宇晖. 贫燃预混旋流火焰热声特性研究[J]. 航空动力学报, 2014, 29(12): 2854-2861.
YANG Fujiang, GUO Zhihui, ZENG Yuhui. Study on thermoacoustic characteristic of lean premixed swirling flames [J]. Journal of Aerospace Power, 2014, 29(12): 2854-2861. (in Chinese)

[21] 谢法, 张珊珊, 蒋洪德. 入口流动参数脉动对燃气轮机燃烧室燃烧不稳定的影响[J]. 航空动力学报, 2015, 30(7): 1561-1565.
XIE Fa, ZHANG Shanshan, JIANG Hongde. Effects of inlet flow parameters oscillation on combustion instability of gas turbine combustor[J]. Journal of Aerospace Power, 2015, 30(7): 1561-1565. (in Chinese)

(编辑: 叶 青)